

High speed power semiconductor diode

Publication number: DE19709652

Publication date: 1998-09-24

Inventor: LUTZ JOSEF (DE)

Applicant: SEMIKRON ELEKTRONIK GMBH (DE)

Classification:

- international: **H01L29/868; H01L29/66;** (IPC1-7): H01L29/868;
H01L21/329

- european: H01L29/868

Application number: DE19971009652 19970310

Priority number(s): DE19971009652 19970310

[Report a data error here](#)

Abstract of **DE19709652**

A high speed power semiconductor diode has a lightly doped first conductivity type middle layer between a heavily doped first conductivity type first outer zone and a second conductivity type second outer zone including a p-n junction, the middle zone thickness and doping concentration Nd being chosen to achieve a defined blocking voltage at a voltage Ur and the entire middle zone containing recombination centres produced at least partially by accelerated particle irradiation. The novelty is that the middle zone contains, in addition to the doping concentration Nd, donors of density Nz+ which are produced by irradiation at below 300 K and which are intermittently provided at less than 300 K after forward current application, the density maximum being sufficiently high to produce avalanche breakdown at -40 deg C by triangular field progress and at 75% of the room temperature specified blocking voltage UR and the density minimum being 20% of the maximum value. Also claimed is a method of measuring the carbon content in silicon by exposing a silicon diode structure to thorough irradiation with fast particles of chosen energy and dose so that the number of radiation-induced donors approaches a saturation value, followed by calculating the carbon concentration from this donor density measurement by deep level transient capacitive spectrometry (DLTS) or by means of the voltage of onset of dynamic IMPATT oscillation.

Data supplied from the **esp@cenet** database - Worldwide

THIS PAGE BLANK (USPTO)



①9 BUNDESREPUBLIK
DEUTSCHLAND



DEUTSCHES
PATENTAMT

⑫ **Offenlegungsschrift**
⑩ **DE 197 09 652 A 1**

⑤1 Int. Cl.⁶:
H 01 L 29/868
H 01 L 21/329

②1 Aktenzeichen: 197 09 652.2
②2 Anmeldetag: 10. 3. 97
④3 Offenlegungstag: 24. 9. 98

⑦1 Anmelder:
Semikron Elektronik GmbH, 90431 Nürnberg, DE

⑦2 Erfinder:
Lutz, Josef, 90443 Nürnberg, DE

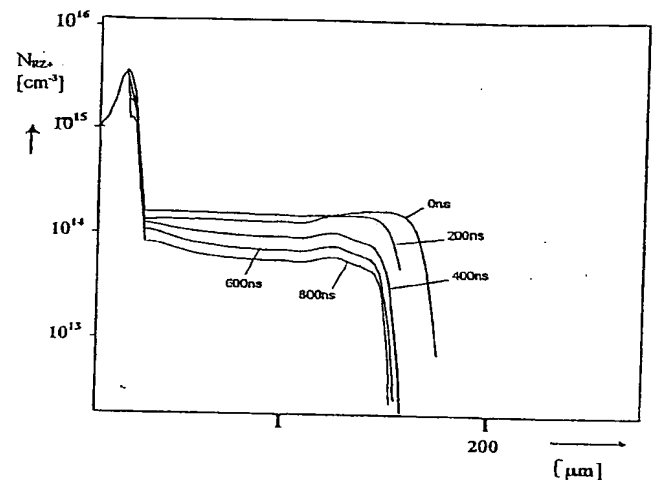
⑤6 Entgegenhaltungen:
DE-OS 28 29 627

Die folgenden Angaben sind den vom Anmelder eingereichten Unterlagen entnommen

Prüfungsantrag gem. § 44 PatG ist gestellt

⑤4 Schnelle Leistungsdiode mit Elektronenbestrahlung

⑤7 Die Erfindung beschreibt eine schnelle Leistungsdiode mit Elektronenbestrahlung von sehr hoher Dosis. Nach dem Stand der Technik neigen die Freilaufdioden bei hohen Zwischenkreisspannungen und bei niederen Temperaturen zu einer dynamischen Impatt-Schwingung bei der Kommutierung. Diese wird vermieden, indem die Dichte N_{Z+} der sie verursachenden strahlungsinduzierten nach einem Vorwärtsstromimpuls zeitweilig besetzten Donatoren maximal so hoch ist, daß bei einer Temperatur von -40°C bei dreiecksförmigem Feldverlauf und bei 75% der bei Raumtemperatur spezifizierten Sperrspannung U_R der Lawinendurchbruch einsetzt, wobei diese Dichte minimal 20% des maximalen Wertes beträgt.



DE 197 09 652 A 1

Die Erfindung beschreibt eine schnelle Leistungsdiode mit Elektronenbestrahlung nach dem Oberbegriff des Anspruchs 1. Schnelle Leistungsdioden sind aus der Literatur hinlänglich bekannt. Durch Bestrahlung wurden in der jüngeren Zeit wesentliche wünschenswerte Parameter in den Leistungsdioden erzielt, wie sie für den Einsatz solcher Dioden in

Kommutierungszweigen entsprechender Halbbrücken von Umrichtern unbedingt erforderlich sind.

Das Bestrahlen von Silizium mit Elektronen oder Protonen ist von W. Wondrak, Frankfurt 1985, in seiner Dissertation untersucht und das hierdurch begründete Entstehen einer Reihe verschiedener Störstellen beschrieben worden. Bei der praktischen technologischen Herstellung von Bauelementen wurden bisher nur die Rekombinationszentren bzw. die dafür nutzbaren Eigenschaften betrachtet.

Die Elektronenbestrahlung zur Erzeugung von Rekombinationszentren ist eine Methode, die sich in ihrer Verfahrenstechnik durch hohe Homogenität und Reproduzierbarkeit auszeichnet und deren Einsatz zur Herstellung schneller Bauelemente bereits früher angestrebt wurde, wie sich das z. B. in der Veröffentlichung von B.J. Baliga und E. Sun: "Comparison of Gold, Platinum and Electron Irradiation for Controlling the Lifetime in Power Rectifiers", IEEE Trans. El. Dev. Vol.-Ed-21, No. 6 (1977), widerspiegelt.

In einer weiteren Veröffentlichung von Y.E. Sun: "Lifetime Control in Semiconductor Devices by Electron Irradiation", IAS 77 Annual (1977), wird gezeigt, daß die Energie der Elektronenbestrahlung möglichst hoch sein soll, um eine günstige Relation der Durchlaßspannung zur Schaltzeit zu erhalten. Der Einsatz dieser Technologie für schnelle Dioden wurde aber erschwert und dadurch teilweise unmöglich, daß die so hergestellten Dioden ein schnappiges Schaltverhalten zeigten, wie das bereits in der genannten Schrift von Y.E. Sun (ebenda) erwähnt wird.

Aus diesem Grunde setzte sich die Elektronenbestrahlung nicht in breitem Umfang durch. Sie erfolgte nur als Korrekturbestrahlung für fehlbehandelte Bauelemente bei der technologisch schwierig zu handhabenden Gold- oder Platindiffusion oder für Bauelemente einer Vergleichsweise hohen Trägerlebensdauer, die eine Schaltzeit deutlich größer als 1 µs aufweisen. Hier spielten nur die entstehenden Rekombinationszentren eine Rolle, die Konzentration war so gering, daß dotierende Effekte vernachlässigt werden konnten.

Ein Verwenden der Bestrahlungsverfahren in der Technologie zur Herstellung von Freilaufdioden mit sehr kurzen Schaltzeiten wurde erstmals in DE 43 10 444 A1 erschlossen. Die Kombination der Technologie zur Herstellung schneller Leistungsdioden mit einer lokalen Zone niedriger Trägerlebensdauer, bedingt durch Protonen- oder He⁺⁺-Implantationen, wird beschrieben.

In DE 43 37 329 A1 wird weitergehend festgestellt, daß bei Kombination einer lokalen Zone niedriger Trägerlebensdauer mit einer durch Elektronenbestrahlung als Grundlebensdauer im restlichen Volumen des Halbleiterkörpers eingestellten Trägerlebensdauer ein positiver Temperaturkoeffizient der Durchlaßspannung erreicht werden kann.

In beiden vorgenannten Vorveröffentlichungen (DE 43 10 444 A1 und DE 43 37 329 A1) wird erstmalig die Elektronenbestrahlung für sehr schnelle Bauelemente anwendbar gestaltet und angewendet. Bei der Anwendung dieser Technologie spielen solche Zentren erstmals eine Rolle, die zuvor unbeachtet blieben.

In DE 44 21 529 wird schließlich aufgezeigt, daß für Bauelemente > 1200 V Sperrspannung die Elektronenbestrahlung als Grundlebensdauer nicht ausreicht, da die Rekombinationszentren bei Raumtemperatur eine schwächere Wirkung aufweisen und ein starker dynamischer Avalanche aufgrund der zu hohen Restladung an der nn⁺-Übergangzone der Diode entsteht. Es wird daher zusätzlich Platin eingebracht, um diese Restladung auch bei tiefen Temperaturen gering zu halten.

Verfahrenstechnisch bedingt erfolgte die angewandte Elektronenbestrahlung an den genannten Bauelementen, u. a. wegen des notwendigen Ausheilschrittes in dem Temperaturbereich von 320 bis 360°C, in so hoher Dosis, daß einige der entstehenden Zentren in ihrer Konzentration die Höhe der Grunddotierung überschritten. Wird dies nicht beachtet, so entsteht bei einer so hergestellten Diode bei Temperaturen < 0°C eine dynamische Impatt-Schwingung.

Der Stand der Technik und die sehr spezielle Aufgabenstellung dieser Erfindung wird an Hand der nachfolgenden Figuren erläutert.

Fig. 1 zeigt die Schaltung zur Messung des Schaltverhaltens von Freilaufdioden.

Fig. 2 zeigt das Oszillogramm der dynamischen Impatt-Schwingung an einer für 1200 V Sperrspannung ausgelegten Diode nach dem Stand der Technik in seinem U/I-Zeitverlauf.

Fig. 3 skizziert die Temperaturabhängigkeit der Einsatzspannung U_{DI} der Impatt-Schwingung einer entsprechend hergestellten Leistungsdiode.

Fig. 4 zeigt die Simulation der dynamischen Impatt-Schwingung einer 1700 V-Diode bei 1200 V Zwischenkreisspannung.

Fig. 5 zeigt die Konzentration von N_{RZ+}, der positiv geladenen Terme einer tiefliegenden Störstelle für verschiedene Zeitpunkte der Simulation nach Fig. 4.

Fig. 6 stellt die experimentell ermittelten Abhängigkeiten von U_{DI} zu den Werten der Energie der Elektronenbestrahlung bei konstanter Dosis dar.

Fig. 7 stellt die Abhängigkeit der Spannung U_{DI} von der Dosis bei konstanter Energie dar.

Fig. 8 zeigt den Einfluß des Ausheilens auf den Wert der Spannung U_{DI}.

Fig. 9 stellt die aus U_{DI} berechnete temperaturabhängige Konzentration positiv geladener tiefer Störstellen für die Energie von 4,5 MeV und drei variierte Dosierungen der Elektronenbestrahlung dar.

Fig. 10 gibt die Konzentration der strahlungsinduzierten Donatoren N_{Z+} in Abhängigkeit von der Dosis wieder.

Fig. 11 stellt die Erzeugungsrate der strahlungsinduzierten Donatoren in Abhängigkeit von der Energie der Elektronenbestrahlung dar.

Fig. 1 zeigt die zur Messung des Schaltverhaltens, wie auch speziell das Reverse-Recovery-Verhalten, von Freilaufdioden in Kommutierungskreisen verwendete anwendungsnahe Schaltung, die dem praktischen Betrieb in einem Wechselrichterzweig entspricht. Als Schalter dient ein IGBT, die Steilheit seiner Einschaltflanke wird durch den Widerstand R_{on} und die Steilheit der Ausschaltflanke durch den Widerstand R_{off} eingestellt.

Parallel zur Diode liegt die ohmsch-induktive Last. U_{bat} ist die Zwischenkreisspannung, auf die eine Kondensatorbatterie aufgeladen ist. Die Leitungen zwischen den Kondensatoren, den IGBT und den Dioden werden so kurz wie nur möglich gestaltet, sie stellen die parasitäre Induktivität L_{par} dar. Durch eine positive Gate-Spannung am Treiber wird der IGBT eingeschaltet. Der Strom fließt über IGBT und Last.

Das Abschalten des IGBT bewirkt die Übernahme des Laststromes durch die Freilaufdiode. Mit dem nächstfolgenden Einschalten des IGBT wird die Diode wieder in Sperrrichtung gepolt. In der Diode erscheint nun der Rückstrom als negativer Strom. Die Messung des Verlaufes des Rückstromes erfolgt zu diesem Zeitpunkt. Der Effekt der dynamischen Impatt-Schwingung, wie sie in der Schaltung nach Fig. 1 gemessen werden kann, soll zunächst anhand der Fig. 2 gezeigt und erläutert werden.

Fig. 2 zeigt das Oszillogramm einer auf 1200 V Sperrspannung ausgelegten Diode, deren Trägerlebensdauer mit He^{++} -Implantation und Elektronenbestrahlung bei einer Energie von 4,5 MeV und einer Dosis von $5,7 \cdot 10^{14} cm^{-2}$ eingestellt wurde. Die statische Spannung beträgt 1300 V. Die Messung erfolgte bei 0°C.

Der Effekt der dynamischen Impatt-Schwingung soll zur Erklärung der eigenen Aufgabenstellung anhand der Fig. 2 näher erläutert werden. Nach der Rückstromspitze der Diode bei der Kommutierung (Zeitpunkt t_1 im Kurvenverlauf I) klinkt der Strom zunächst ab, anschließend erfolgt zeitverzögert ein zweiter Stromanstieg, die Oszillogramme zeigen eine hochfrequente Schwingung im Stromverlauf (Zeitraum zwischen t_3 und t_4). Zwischen t_1 und t_2 steigt die Sperrspannung (Kurvenverlauf U) auf den Endwert an, wobei ein Teilstrom fließt.

Bei einer Zwischenkreisspannung oberhalb 910 V erwächst nach dem Zeitpunkt t_2 aus dem Teilstrom ein Stromanstieg. Eine weitere Erhöhung der Zwischenkreisspannung auf 930 V führt nach t_3 zum plötzlichen Herausschießen eines hohen Stromes, dessen Höhe ein mehrfaches der Rückstromspitze beträgt und dem sich eine hochfrequente Schwingung überlagert. Nach einigen 100 ns (t_4) ist die Schwingung beendet.

Eine Reduzierung der Zwischenkreisspannung um wenige Volt oder eine Erhöhung der Temperatur beseitigt diesen Effekt. Eine weitere Erhöhung der Spannung nach Auftreten der hochfrequenten Schwingung führt nicht zu einer Zerstörung der Diode. Die Oszillationen im Strom werden um einen Strommittelwert von -50 A beobachtet. Bei weiterer Erhöhung der Spannung finden die Oszillationen weiter um diesen Mittelwert statt, aber die zeitliche Dauer der Schwingung wird verlängert, t_4 verschiebt sich im Oszillogramm der Fig. 2 nach rechts.

Der beschriebene Effekt tritt reproduzierbar bei allen in gleicher Technologie hergestellten Dioden auf. Die Einsatzspannung U_{DI} der Schwingung streut bei allen mit gleichen Parametern der Elektronenbestrahlung hergestellten Dioden um max. ± 30 V. U_{DI} ist schwach abhängig vom Vorwärtsstrom, der kleinste Wert tritt bei ca. 10 A auf, darüber und darunter ist U_{DI} um wenige zehn Volt höher.

Dieser Effekt wird darauf zurückgeführt, daß der als Schalter verwendete IGBT bei etwa 10 A Vorwärtsstrom in seinem Einschaltvorgang bei diesem Wert und gleichem R_{on} den schnellsten Abfall der Spannung und somit den schnellsten Anstieg der Spannung an der Diode erzeugt. Bei niederen und höheren Strömen verläuft der Spannungsanstieg etwas langsamer. Ebenfalls kann durch ein höheres R_{on} am IGBT-Schalter des Kommutierungskreises die U_{DI} der Diode um wenige Volt erhöht werden, weil dadurch ebenfalls der Spannungsanstieg verlangsamt wird. Der hier beschriebene Effekt hängt somit von Spannung und Temperatur ab.

Fig. 3 zeigt an einer entsprechend hergestellten Leistungsdiode die Temperaturabhängigkeit der Einsatzspannung U_{DI} . Die Temperaturabhängigkeit zwischen -20°C und +30°C ist mit 4 V/°C sehr steil, bei Temperaturen $< -20^\circ C$ mit 1,3 V/°C schwächer. Bei typischen und allgemein vorhandenen Betriebstemperaturen von Leistungsschaltungsanordnungen, die bei 100-125°C liegen, tritt der oben beschriebene Effekt nicht auf.

In der praktischen Anwendung führt die hochfrequente Schwingung zu einer Störung der Elektronik der Treiberschaltung der Umrichter, der Treiber schaltet ab. Dies führt ohne Zerstörung eines Leistungsbauelements zum Stillstand des Umrichters. Daher ist der Effekt unbedingt beachtlich und zu vermeiden.

Der Effekt der hochfrequenten Impatt- bzw. Trapatt-Schwingungen ist aus der Literatur bekannt (S.M. Sze: Physics of Semiconductor Devices, New York 1981), allerdings wird dabei die statische Sperrspannung überschritten. Impatt-Dioden weisen typischerweise Sperrspannung von ca. 60 V auf, sie werden als Hochfrequenz-Oszillatoren eingesetzt. Die Frequenz der Impatt-Schwingung wird hervorgerufen durch die Trägerlaufzeit in der n-Zone.

Sie bestimmt sich zu:

$$f = \frac{v_d}{2w_B}$$

Dabei ist v_d die Driftgeschwindigkeit unter der Bedingung hoher Felder und w_B die Weite der Mittelzone des Bauelementes. Damit berechnet sich für die 1200 V-Diode in Fig. 2 mit $w_B = 85 \mu m$ eine Frequenz $f = 450$ MHz. Die Messung mit einem hochauflösenden Oszilloskop, beispielhaft Tektronix TDS 744A, Abtastrate von 2 Gigaamples/Sekunde, zeigte eine Frequenz von über 800 MHz. Der Frequenzgang der Meßsonden, die Einstreu Probleme und das Auflösungsvermögen des Oszilloskops beeinträchtigen die Genauigkeit der Messung der Frequenz.

Aufgrund der Analogie zu diesen Impatt-Schwingungen wird der hier beschriebene Effekt ebenso bezeichnet. Da jedoch dieser Effekt nur unmittelbar nach einem Schaltvorgang auftritt und die statische Sperrspannung zu dem Zeitpunkt nicht erreicht ist, wird er als dynamische Impatt-Schwingung bezeichnet. Ein derartiger Effekt ist aus der Literatur noch nicht bekannt.

Ursache dieser Schwingung ist, daß bei der Elektronenbestrahlung ein Zentrum entsteht, das Donatoreigenschaften derart aufweist, daß es während eines Stromflusses in Vorwärtsrichtung ein Defektelektron einfängt und positiv geladen ist. Nach Kommutierung der Diode ist diese dotierende Wirkung noch vorhanden, das Defektelektron wird mit einer temperaturabhängigen Zeitkonstante wieder emittiert.

Die Aufgabe dieser Erfindung ist es, eine dynamische Impatt-Schwingung von Leistungsdioden bei der Kommutie-

nung zu vermeiden aber gleichzeitig die Vorteile der Elektronenbestrahlung, den hohen Grad der Reproduzierbarkeit und den positiven Temperaturkoeffizienten der Durchlaßspannung weiterhin zu erhalten.

Die Aufgabenstellung wird durch die Maßnahmen des kennzeichnenden Teiles des Anspruches 1 gelöst, vorteilhafte Ausführungsvarianten sind in den Unteransprüchen aufgeführt. Ein Meßverfahren für Kohlenstoff in Silizium ist durch die Lösung der Aufgabenstellung relevant. Durch die Einhaltung von bestimmten Grenzen für die Konzentration der strahlungsinduziert entstehenden Donatoren können die erfinderischen Effekte erzielt werden.

Zunächst wird aufgezeigt, wie durch die Annahme eines derartigen Donators der Effekt der dynamischen Impatt-Schwingung mit einem Bauelement-Simulationsprogramm nachgebildet werden kann. Dazu wird in einem Bauelement-Simulator, der ein Rekombinationszentren-Modell enthält, das Gold als Dotant beschreibt, eine Modellveränderung vorgenommen, indem das Akzeptorniveau von $E_C = -0,55$ eV auf $E_C = 0,45$ eV gesetzt wird. Es wird damit erreicht, daß das Donatorniveau nach Stromführung positiv geladen ist und kurzzeitig die Grunddotierung anhebt.

Fig. 4 zeigt das Ergebnis einer Rechnung mit diesem veränderten Modell. Es ist eine qualitativ gute Übereinstimmung mit dem Experiment in Fig. 2 gegeben. In Fig. 2 ist die Darstellung der Spannung gegenüber Fig. 4 aus meßtechnischen Gründen invertiert.

Fig. 4 zeigt die Simulation einer 1700 V-Diode bei 1200 V Zwischenkreisspannung. Die Konzentration der Rekombinationszentren in der n-Zone beträgt $1,8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und liegt über der Grunddotierung. Verglichen mit dem Experiment (Fig. 2) gibt die Simulation in Fig. 4 zwei Effekte richtig wieder:

- a) Die zwei Phasen des Effektes (zunächst ein Bauch im Strom, aus diesem heraus setzt die Impatt-Schwingung ein) und
- b) die Schwingung endet nach einer gewissen Zeit.

In der Simulation ist die Amplitude der Oszillation des Stroms (Kurvenverlauf I) sehr viel kleiner, vermutlich ist die hohe Amplitude in der Messung auf eine Einstreuung der Spannungsoszillation in den Meßshunt zurückzuführen. Die Höhe des Stroms während der Impatt-Schwingung ist in der Simulation mit 40 A niedriger als im Experiment, der Strom klingt hier schneller ab. Der Gesamtvorgang ist angesichts der Vereinfachungen der Simulation gut wiedergegeben.

Die Ursache des Überschreitens der dynamischen Sperrfähigkeit liegt in der Konzentration der positiv geladenen Donatorterme des Rekombinationszentrums. In der Durchlaßphase sind die Donatorniveaus durch Einfangen eines Defektelektrons bzw. Lochs positiv geladen.

Fig. 5 zeigt die Konzentration von N_{RZ+} , der positiv geladenen Terme des Rekombinationszentrums, für verschiedene Zeitpunkte der Simulation nach Fig. 4. Die Entladung dieses Niveaus beginnt erst nach der Rückstromspitze, wenn die Diode Spannung aufnimmt und sich eine Raumladungszone ausbildet. Für $t = 200$ ns liegt die Konzentration noch deutlich über der Grunddotierung und hebt so die effektive Konzentration positiv geladener Donatoren in der Raumladungszone an. Das Niveau entlädt sich mit einer gegenüber der Kommutierungszeit größeren Zeitkonstante. Erst bei $t > 530$ ns ist die Konzentration geladener Donatoren so weit abgefallen, daß das Bauelement die Spannung aufnehmen kann und die Impatt-Schwingungen sind beendet.

Diese Simulation dient der Veranschaulichung. Das tatsächliche Zentrum, das diesen Effekt hervorruft, konnte mittels DLTS-Messungen (Deep Level Transienten Kapazitäts-Spektroskopie) ermittelt werden. Im DLTS-Spektrum erscheint es als Signal H. (195 K). Dieses Minoritätsträgersignal wird hervorgerufen durch das K-Zentrum: Ein als Verunreinigung vorhandenes Kohlenstoffatom mit einem Sauerstoffatom und zwei Leerstellen assoziiert (COVV).

Möglicherweise ist auch die Assoziation eines interstitutionellen mit einem substitutionellen Kohlenstoffatom C_iC_s beteiligt. Dieses Zentrum verfügt über ein Energieniveau bei $E_C = +0,35$ eV. Ob es auch als Rekombinationszentrum wirkt, ist umstritten. Als Rekombinationszentrum wirkt das gleichzeitig vorhandene A-Zentrum (OV: Eine Assoziation eines Sauerstoffatoms mit einer Leerstelle).

Die Fig. 6 bis 8 zeigen, wie das Auftreten der dynamischen Impatt-Schwingungen von den Parametern der Elektronenbestrahlungs-Energie, der Dosis und der Ausheiltemperatur abhängt.

Fig. 6 stellt die Abhängigkeit der Werte von U_{DI} zu den Werten der Energie der Elektronenbestrahlung dar. Es sind die Meßergebnisse von Dioden mit konstanter Bestrahlungsdosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, aber verschiedener Energie der Elektronenbestrahlung aufgezeichnet. U_{DI} ist für die Temperaturen 0°C und -40°C dargestellt. Mit zunehmender Energie der Elektronenbestrahlung sinkt U_{DI} , es werden also mehr K-Zentren bei konstanter Dosis der Bestrahlung erzeugt.

Der Verlauf deutet daraufhin, daß zum Entstehen dieser Zentren eine Mindestenergie zwischen 0,8 MeV und 1 MeV notwendig ist. Nach Fig. 6 sind niedrige Energien günstiger, um die dynamische Impatt-Schwingung zu vermeiden. Das steht im Gegensatz zum Stand der Technik, der für die Elektronenbestrahlung eine möglichst hohe Energie empfiehlt.

Fig. 7 stellt die Abhängigkeit von U_{DI} von der Dosis der Elektronenbestrahlung dar. U_{DI} ist für die Bestrahlung mit konstanter Energie von 4,5 MeV, aber bei verschiedener Dosierung wiederum für die Temperaturen 0°C und -40°C aufgetragen. Wie erwartet, sinkt U_{DI} mit zunehmender Dosis ab, da eine größere Anzahl dieser Zentren erzeugt werden. Die Abhängigkeit ist in diesem Bereich nicht linear.

Fig. 8 zeigt den Einfluß des Ausheilprozesses auf den Wert von U_{DI} . Dargestellt sind Dioden, die mit zwei verschiedenen Dosierungen bestrahlt wurden. Ein Teil der Dioden wurde nach dem Ausheilschritt von 353°C (1 Stunde) nochmals 1 Stunde bei 335°C ausgeheilt. Dadurch ist U_{DI} abgesenkt, durch das zusätzliche Ausheilen sind mehr K-Zentren entstanden. Das ist erklärbar, denn das K-Zentrum ist ein Reaktionsprodukt aus Primärdefekten, wie Leerstellen, Doppelteerstellen usw.

Unter der Annahme, daß U_{DI} die Spannung ist, bei der die momentane Sperrfähigkeit der Diode überschritten wird, läßt sich aus U_{DI} die Zahl der strahlungsinduzierten Donatoren berechnen. Der Feldstärkeverlauf kann dreiecksförmig angenommen werden. Aus dem in der Halbleiterphysik vielfach verwendeten Potenzgesetz von Shields und Fulop (das wird beispielsweise in der Dissertation von E. Falk, Berlin 1994, erläutert) läßt sich die Beziehung zwischen der Durchbruchfeldstärke und der Dotierung ableiten:

$$E_{BD} = \kappa * N_{eff}^{\frac{1}{8}}$$

bei Raumtemperatur (300 K) gilt: $\kappa = 4010 \text{ Vcm}^{-5/8}$

Bei dreiecksförmigem Feldverlauf folgt damit aus der Poisson-Gleichung der Zusammenhang zwischen dem Lawendurchbruch und der effektiven Dotierung N_{eff} :

$$N_{eff} = \left(\frac{\epsilon \kappa^2}{2qU_{DI}} \right)^{\frac{4}{3}}$$

Die Dichte der strahlungsinduzierten Donatoren N_{Z+} läßt sich ermitteln, wenn man davon die Grunddotierung N_D abzieht:

$$N_{Z+} = N_{eff} - N_D$$

Für Temperaturen $< 0^\circ\text{C}$ wurde aus Messungen der Sperrspannung die Temperaturabhängigkeit von κ ermittelt:

$$\kappa(T) = 4010 \text{ Vcm}^{-5/8} + (T - 300) * 4,07 \frac{\text{V}}{\text{K}} \text{cm}^{-5/8}$$

N_{Z+} läßt sich damit für die jeweilige Temperatur wie folgt berechnen:

$$N_{Z+} = \left(\frac{\epsilon \kappa(T)^2}{2qU_{DI}} \right)^{\frac{4}{3}} - N_D$$

Fig. 9 stellt die damit berechnete Zentrenkonzentration für die Energie von 4,5 MeV und drei variierte Dosierungen der Elektronenbestrahlung dar. Für Temperaturen $< 20^\circ\text{C}$ erhält man eine konstante Konzentration. Für Temperaturen $\geq 20^\circ\text{C}$ stellt man eine abnehmende Konzentration fest, da in der Zeit zwischen der Rückstromspitze und dem Ansteigen der Spannung auf U_D ($t_3 - t_1$ in Fig. 2) bereits ein Teil der Zentren das eingefangene Defektelektron wieder emittiert hat.

Die Zeitkonstante der Emission des Defektelektrons ist temperaturabhängig. N_{Z+} in Fig. 9 für Temperaturen $\geq 20^\circ\text{C}$ ist die Konzentration der Zentren, die noch positiv geladen sind. Für kleinere Temperaturen sind alle diese Zentren noch besetzt. Der flache Rückgang von U_{DI} in diesem Bereich in Fig. 2 entspricht dem Absinken der Avalanche-Feldstärke mit der Temperatur.

Fig. 10 gibt schließlich die Konzentration der strahlungsinduzierten Donatoren N_{Z+} in Abhängigkeit von der Dosis wieder. Verglichen ist die Ermittlung der Konzentration aus U_{DI} (für $T \leq 20^\circ\text{C}$ in Fig. 9) mit unabhängig davon durchgeführten DLTS-Messungen der Konzentration der Störstelle H (190 K) an Dioden derselben Behandlung. Aus U_{DI} kann bis herab zu N_{Z+} von $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ die Konzentration N_{Z+} berechnet werden, darunter steigt U_{DI} auf Werte in der Nähe der Durchbruchspannung und kann nicht mehr gemessen werden.

Die Berechnung aus U_{DI} und die Messungen mit DLTS stimmen angesichts der Meßtoleranzen und der vorgenommenen Vereinfachungen gut überein. Mit DLTS lassen sich noch kleinere Konzentrationen nachweisen. Für Konzentrationen kleiner $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ist der Zusammenhang zur Dosis der Elektronenbestrahlung linear, wie es für ein durch Bestrahlung erzeugtes Zentrum zu erwarten ist. Für höhere Konzentrationen zeigen beide Messungen einen nichtlinearen Verlauf.

Die nichtlineare Abhängigkeit der Erzeugungsrate von der Dosis ist erklärbar, da Kohlenstoff an dem verursachenden Zentrum beteiligt ist. Der Kohlenstoffgehalt in FZ-Silizium ist heute üblicherweise mit $< 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ spezifiziert. Inzwischen ist es gelungen, den Kohlenstoff-Gehalt in FZ-Silizium auf typisch $< 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ zu senken. Ist die Konzentration dieser Zentren nur noch eine Zehnerpotenz von der Grenzkonzentration entfernt, so ist eine dosisabhängige, mit zunehmender Dosis abnehmende Erzeugungsrate zu erwarten.

Bislang konnten Bauelementeeigenschaften dem Kohlenstoffgehalt nicht zugeordnet werden, da er die elektrischen Eigenschaften nicht störte. Der Kohlenstoffgehalt des Siliziums spielt aber bei dem hier beschriebenen Effekt eine Rolle, da die maximale Zahl der durch die Bestrahlung erzeugten COVV- und C_iC_s -Zentren davon abhängig ist. Die Messung einer Spannung ist mit einem Meßfehler von $< 1\%$ möglich, und mit einer verbesserten quantitativen Rechnung läßt sich aus der Messung von U_{DI} ein Meßverfahren für den Kohlenstoffgehalt ableiten. In gleicher Weise kann die Konzentrationsbestimmung von N_{Z+} mittels DLTS genutzt werden.

Die Bestimmung des Kohlenstoffgehaltes ist ein wichtiger Materialparameter für die Beurteilung von Silizium als Ausgangsmaterial für die Herstellung von Halbleiterbauelementen. Sie erfolgt bisher mit der Messung der Infrarot-Absorption. Die Methode wird von P. Stallhofer und D. Huber in dem Artikel "Oxygen and Carbon Measurements on Silicon Slices by the IR Method" beschrieben. Die Meßgrenze dieser Methode liegt bei 10^{16} cm^{-3} . Durch die Verbesserungen in der Herstellung von Flaut-Zone- (FZ-) Silizium konnte der Kohlenstoffgehalt unter diese Grenze gesenkt werden. Aktuell wird von Halbleiterherstellern ein Gehalt an Kohlenstoff von $< 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ geschätzt, bisher gibt es jedoch keine Methode, solch kleine Gehalte an Kohlenstoff quantitativ meßtechnisch nachzuweisen.

Bei der erfinderischen Nutzung der Eigenschaften des in den beschriebenen Zentren enthaltenen Kohlenstoffes für meßtechnische Methoden wird davon ausgegangen, daß sich der relevante Kohlenstoffgehalt durch Bestrahlung mit aus-

reichender Dosis und durch die Quantität der Ausheilung bei ausreichender Temperatur und Zeit in die oben dargestellten und beschriebenen strahlungsinduzierten Zentren umwandeln kann.

Zur Durchführung der Messung mittels DLTS erzeugt man in der zu messenden Probe aus n-Silizium zunächst einen pn-Übergang mittels Diffusion oder anderer üblicher Verfahren. Aufgrund der notwendigen Minoritätsträgerinjektion ist ein Schottky-Kontakt nicht verwendbar. Anschließend wird die Probe mit Elektronen einer so hohen Dosis und Energie bestrahlt, daß eine Sättigung der erzeugten, Kohlenstoff enthaltenden, Zentren auftritt.

Aus Fig. 10 läßt sich entnehmen, daß bei einer Energie der Elektronenbestrahlung von 4,5 MeV für eine Dosis von $> 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ keine weitere Zunahme von strahlungsinduzierten Zentren mit Donatoreigenschaften zu erwarten ist. Nach Ausheilen der Proben bei Temperaturen zwischen 350°C und 400°C über eine Stunde sowie Anbringen von Kontakten erfolgt die Messung mittels DLTS.

Das DLTS-Verfahren wurde ursprünglich von D.V. Lang eingeführt und in J. Appl. Phys. 45 (7), 1974, veröffentlicht. Es handelt sich dabei um die Messung und Auswertung der Temperaturabhängigkeit der zeitlichen Veränderungen einer Sperrschichtkapazität nach Anlegen eines Spannungsimpulses. Zur Messung des Zentrums mit Donatoreigenschaften muß vor dem Meßimpuls ein Füllpuls gegeben werden, der für eine Minoritätsträgerinjektion sorgt. Es muß ein Füllimpuls der Höhe gegeben werden, der zur Besetzung der Zentren ausreicht.

Mit Minoritätsträgerinjektion läßt sich auch die Konzentration von Zentren nachweisen, wenn sie größer als die Grundkonzentration ist. Die Messung und Auswertung erfolgt mit den üblichen, in der Literatur vielfach beschriebenen Verfahren. Die Ermittlung der Konzentration setzt dabei die Kenntnis der physikalischen Parameter des zu messenden Zentrums voraus. Man kann bei der Konzentrationsbestimmung davon ausgehen, daß eine Meßgenauigkeit von $\pm 15\%$ erreichbar ist.

Die Ermittlung der Konzentration von Zentren aus der Messung von U_{DI} setzt dabei eine aufwendige Präparation des zu messenden Zentrums voraus. In der Meßprobe ist zunächst ein pn-Übergang zu erzeugen, der eine Sperrfähigkeit deutlich größer der zu erwartenden Einsatzspannung U_{DI} aufweist. Die Probe ist mit ohmschen Kontakten auf beiden Seiten zu versehen. Anschließend erfolgt eine Implantation von H^{++} -Ionen oder Protonen, da die Messung von U_{DI} ein soft-recovery-Verhalten der erzeugten Dioden voraussetzt.

Die Bestrahlung mit Elektronen erfolgt, wie beschrieben, mit einer Energie und Dosis von der Höhe, daß von einer Sättigung auszugehen ist. Die Proben sind in gleicher Weise in dem Temperaturbereich zwischen 300°C und 400°C auszuhellen. Die Messung von U_{DI} erfolgt in einem Schaltungsaufbau, wie er in Fig. 1 dargestellt worden ist.

Aus dem ermittelten Wert von U_{DI} kann mittels des aufgezeigten Rechenweges auf die effektive Dotierung N_{eff} und damit bei bekannter Grunddotierung auf die Konzentration der Zentren, die Kohlenstoff enthalten, geschlossen werden.

Die meßtechnische Bestimmung der Einsatzspannung an der jeweiligen Probe ist sehr genau möglich, die Ungenauigkeit liegt bei $< 1\%$. In die Auswertung geht die Toleranz der Silizium-Grunddotierung ein, das kann jedoch an der selben Probe mittels einer beispielhaften CV-Messung bestimmt und damit dieser Fehler minimiert werden.

Die Hauptabweichung der in Fig. 10 dargestellten Werte beruht auf der Vereinfachung des analytischen Modells zum Treffen der quantitativen Aussagen. Dabei wurde beispielhaft auf die Ionisationsraten nach Fulop zurückgegriffen, da diese einfach zu rechnen sind.

Mit aufwendigeren Rechenverfahren lassen sich genauere Modelle mit unterschiedlichen Ionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher nach van Overstraeten und de Man oder nach Schlangenotto berechnen, wie das z. B. in der Dissertationsschrift von Falk, Berlin 1994, gezeigt wird. Ferner lassen sich die in der analytischen Berechnung vereinfacht als abrupt angenommenen pn- und nn⁺-Übergänge exakt beschreiben.

Mit den nach dem Stand der Technik zur Verfügung stehenden Bauelemente-Simulations-Programmen ist die Genauigkeit der Auswertung wesentlich zu erhöhen. Es wird erwartet, daß eine bessere Meßgenauigkeit erhalten wird, als mit den jetzt üblichen Methoden der DLTS-Messung.

Für ein Bauelement entsprechend der Aufgabe der Erfindung kann daraus eine Dimensionierungsregel abgeleitet werden. Die in der Anwendung übliche Zwischenkreisspannung U_{bat} liegt üblicherweise bei 50% der bei Raumtemperatur spezifizierten Sperrspannung U_R der Bauelemente, da bei Schaltvorgängen durch parasitäre Induktivitäten Spannungsspitzen entstehen, für die noch eine Reserve da sein muß. Einige Anwendungen gehen bis max. 75% voll U_R , setzen aber niederinduktive und aufwendige Zwischenkreise voraus. Anwendungen bis -40°C sind selten. Daher kann zur Vermeidung der dynamischen Impatt-Schwingung die Regel aufgestellt werden:

$$U_{DI}(-40^\circ\text{C}) \geq \frac{3}{4} U$$

Damit ergibt sich als obere Grenze für N_{Z+} :

$$N_{Z+} \leq \left(\frac{2\epsilon\kappa_{233K}^2}{3qU_R} \right)^{\frac{4}{3}} - N_D,$$

wobei $\kappa_{233K} = 3738 \text{ Vcm}^{-5/8}$ beträgt, oder vereinfacht:

$$N_{Z+} + N_D < 2,4 \cdot 10^{18} \text{ V}^{4/3} \text{ cm}^{-4} \cdot U_R^{-4/3}$$

Für eine 1200 V Diode der Grunddotierung von $6,1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich damit beispielsweise eine maximale Konzentration an Gesamt-Donatoren von $1,9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Damit können maximal $1,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ strahlungsinduzierte Donatoren erzeugt werden, um die dynamische Impatt-Schwingung zu vermeiden.

Wie dargestellt, hängt die Erzeugung dieses Zentrums bei der Bestrahlung von der Energie und Dosis ab. Die Energie-

abhängigkeit der Erzeugungsrate

$$= \frac{N_{Z+}}{D}$$

wird in Fig. 11 angegeben.

Fig. 11 zeigt die Erzeugungsrate bei konstanter Dosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Die Erzeugungsrate wurde unter Verwendung des Potenzgesetzes von Shields und Fulop aus den Meßwerten von U_{DI} abgeleitet.

Für eine Energie von 1,2 MeV läßt sich daraus eine Erzeugungsrate von $0,12 \text{ cm}^{-1}$ ablesen. Damit ist eine maximale Dosis von $1,1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ zulässig.

Eine untere Grenze für die Dichte der strahlungsinduzierten Donatoren ergibt sich aus der Anforderung, auch bei Ausheiltemperaturen von $> 330^\circ\text{C}$ noch ausreichend Rekombinationszentren in der n-Zone der Diode zu haben, da sonst die Schaltverluste in der Diode für die geforderte Anwendung als Freilaufdiode zu hoch werden. Für das genannte Beispiel bei 1,2 MeV liegt sie bei $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Das analoge Vorgehen führt beispielsweise bei einer Energie von 4,5 MeV auf eine Dosis von maximal $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und minimal $2,5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Dabei wurde auch die aus Fig. 10 abzulesende Dosisabhängigkeit der Erzeugungsrate berücksichtigt.

Dieselbe Vorgehensweise läßt sich auf Dioden einer anderen Sperrspannungs-Dimensionierung anwenden. In der folgenden Tabelle 1 sind die Dimensionierungen für die jeweilige Sperrspannungsklasse 600 V, 1200 V, 1700 V und 3500 V genannt.

Tabelle 1

U_R [V]	N_D [cm^{-3}]	$N_{Z+\text{max}}$ [cm^{-3}]	$N_{Z+\text{min}}$ [cm^{-3}]
600	9,83E+13	3,8E+14	9E+13
1200	6,14E+13	1,3E+14	6E+13
1700	4,27E+13	7,6E+13	3E+13
3500	1,69E+13	2,9E+13	8E+12

Die Sperrspannungsklassen sind die Hauptklassen für IGBT-Halbrücken. Die obere Grenze für die Dichte der Strahlungsinduzierten Donatoren ergibt sich wie beschrieben. Die untere Grenze beruht auf experimentellen Erfahrungen. Sie ist bestimmt dadurch, daß Energie und Dosis mindestens so hoch gewählt werden, daß nach einer Ausheiltemperatur $> 330^\circ\text{C}$ noch ausreichend Rekombinationszentren in der Diode sind, um die Anforderungen an die Schaltverluste zu erfüllen.

Dabei ist es vorteilhaft, mit der Dichte der strahlungsinduzierten Zentren nahe der oberen Grenze zu liegen. Bei sehr steilen Schaltvorgängen kompensieren sie die durch die n-Zone fließende Löcherdichte. Dies entschärft die Belastung durch den Effekt des dynamischen Avalanche und erhöht die Robustheit des Bauelementes bei sehr schnellen Schaltvorgängen.

Patentansprüche

1. Schnelle Leistungsdiode mit einem Halbleiterkörper, der eine Folge schichtförmiger Zonen aufweist, von welchen die mittlere niedrig dotierte Schicht einen ersten Leitungstyp besitzt, der an der einen Seite mit einer hochdotierten, ersten Außenzone vom ersten Leitungstyp versehen ist und der an der anderen Seite mit einer zweiten Außenzone vom zweiten Leitungstyp einen pn-Übergang einschließt, bei dem die mittlere Zone durch Wahl der Dicke und der Dotierkonzentration N_D die definierte Sperrspannungsbelastbarkeit für eine Spannung U_R aufweist und bei dem die gesamte Mittelzone Rekombinationszentren enthält, die zumindest teilweise durch Bestrahlen mit beschleunigten Teilchen erzeugt wurden, **dadurch gekennzeichnet**, daß die Mittelzone bei Temperaturen $< 300 \text{ K}$ zusätzlich zur Dotierkonzentration N_D strahlungsinduziert erzeugte und bei Temperaturen kleiner 300 K nach Vorwärtsstrombeaufschlagung zeitweilig besetzte Donatoren einer Dichte N_{Z+} enthält, wobei diese Dichte maximal so hoch ist, daß bei einer Temperatur von -40°C bei dreiecksförmigen Feldverlauf und bei 75% der bei Raumtemperatur spezifizierten Sperrspannung U_R der Lawinendurchbruch einsetzt, wobei diese Dichte minimal 20% des maximalen Wertes beträgt.

2. Schnelle Leistungsdiode nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Dichte N_{Z+} der strahlungsinduzierten Donatoren kleiner als die obere Grenze ist, die durch die Beziehung

$$N_{Z+} + N_D < 2,4 \cdot 10^{18} \text{ V}^{4/3} \text{ cm}^{-4} \cdot U_R^{-4/3}$$

festgelegt ist, jedoch mehr als 20% dieses Grenzwertes beträgt.

3. Schnelle Leistungsdiode nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß im Halbleiterkörper der Diode in dem Teil der Mittelzone, der an den pn-Übergängen angrenzt, oder dem Teil der zweiten Außenzone, der an dem pn-Übergang angrenzt, zusätzliche Rekombinationszentren eingebracht sind.

4. Schnelle Leistungsdiode nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Erzeugung der Rekombinationszentren in der Mittelzone und die Erzeugung der strahlungsinduzierten Donatoren mittels einer Elektronenbestrahlung erfolgt sind.

5. Schnelle Leistungsdiode nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, daß der Halbleiterkörper der Diode für

Sperrspannungen von 600 V ausgelegt ist und strahlungsinduzierte Donatoren in einer Menge zwischen $9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $3,8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ enthält.

6. Schnelle Leistungsdioden nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, daß der Halbleiterkörper der Diode für Sperrspannungen von 1200 V ausgelegt ist und strahlungsinduzierte Donatoren in einer Menge zwischen $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $1,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ enthält.

7. Schnelle Leistungsdioden nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, daß der Halbleiterkörper der Diode für Sperrspannungen von 1700 V ausgelegt ist und strahlungsinduzierte Donatoren in einer Menge zwischen $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $7,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ enthält.

8. Schnelle Leistungsdioden nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, daß der Halbleiterkörper der Diode für Sperrspannungen von 3500 V ausgelegt ist und strahlungsinduzierte Donatoren in einer Menge zwischen $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $2,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ enthält.

9. Meßverfahren zur Bestimmung des Kohlenstoffgehaltes in Silizium, dadurch gekennzeichnet, daß an einer aus dem Silizium erzeugten Diodenstruktur eine Bestrahlung mit schnellen Teilchen in deren gesamten Volumen mit gewählter Energie und Dosis erfolgt, so daß die Zahl der erzeugten strahlungsinduzierten Donatoren sich einem Sättigungswert nähert, wodurch sich aus der Messung der Dichte dieser Donatoren durch DLTS oder durch die Einsetzspannung der dynamischen Impatt-Schwingung die Konzentration des Kohlenstoffes errechnen läßt.

Hierzu 6 Seite(n) Zeichnungen

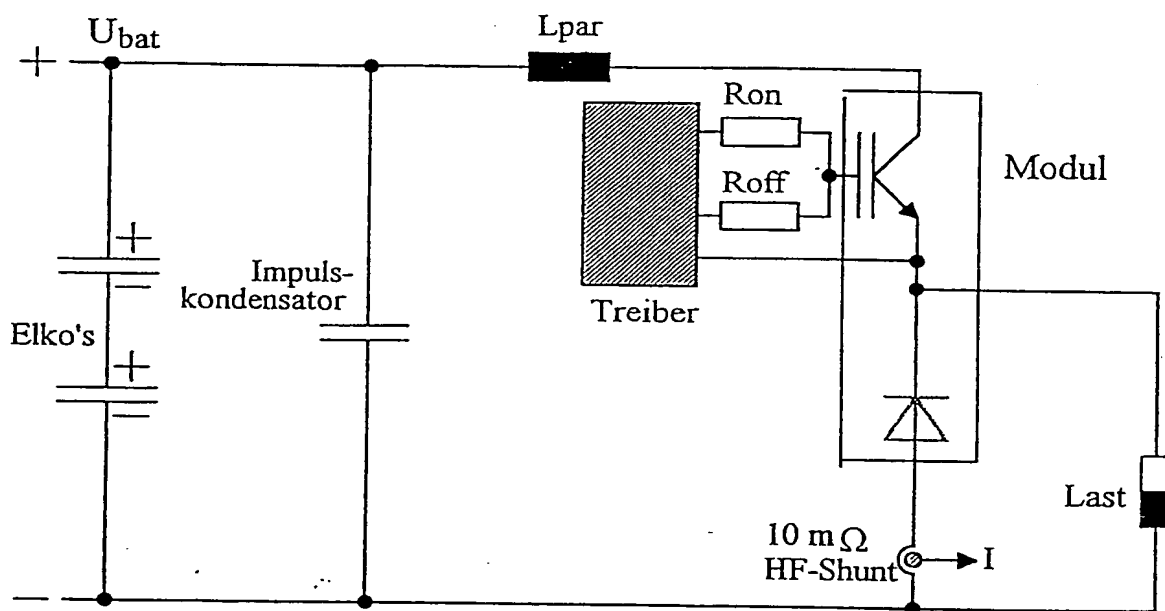


Fig. 1

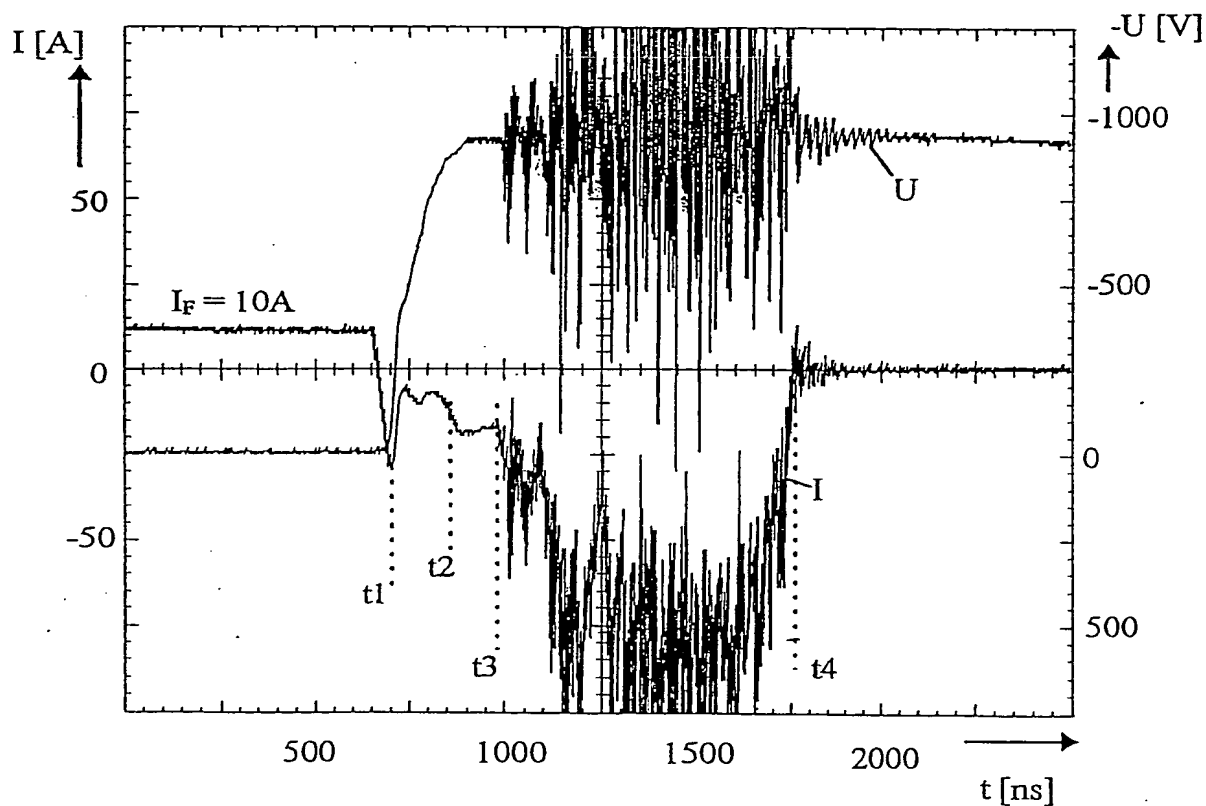


Fig. 2

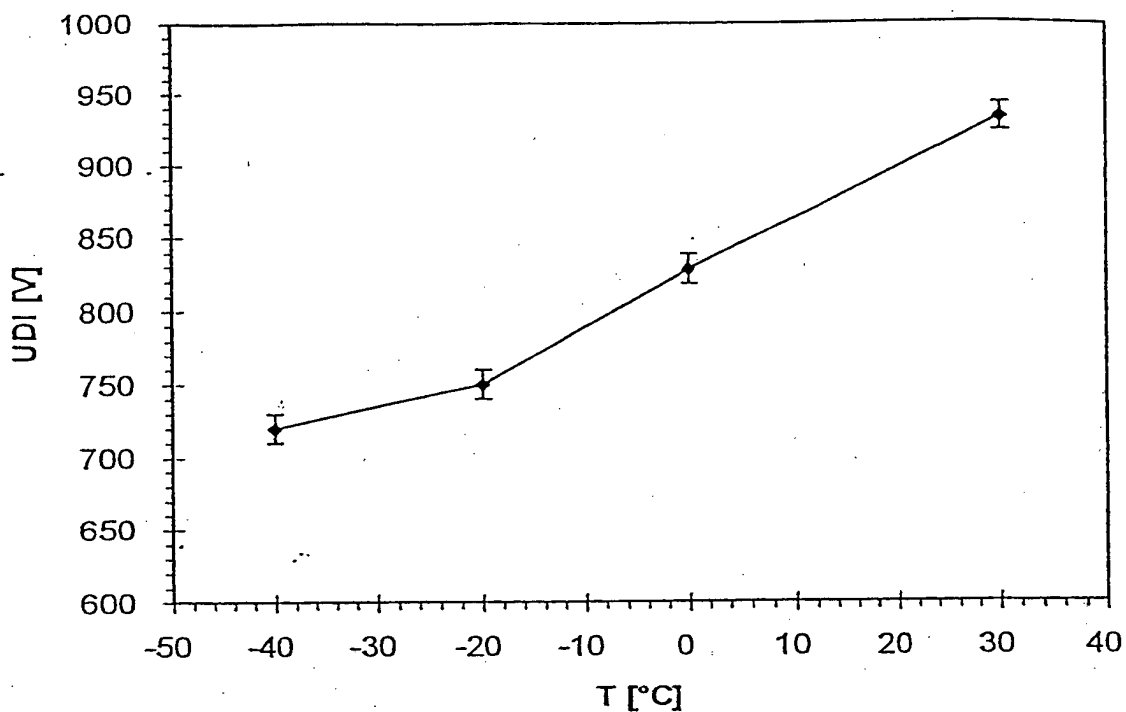


Fig. 3

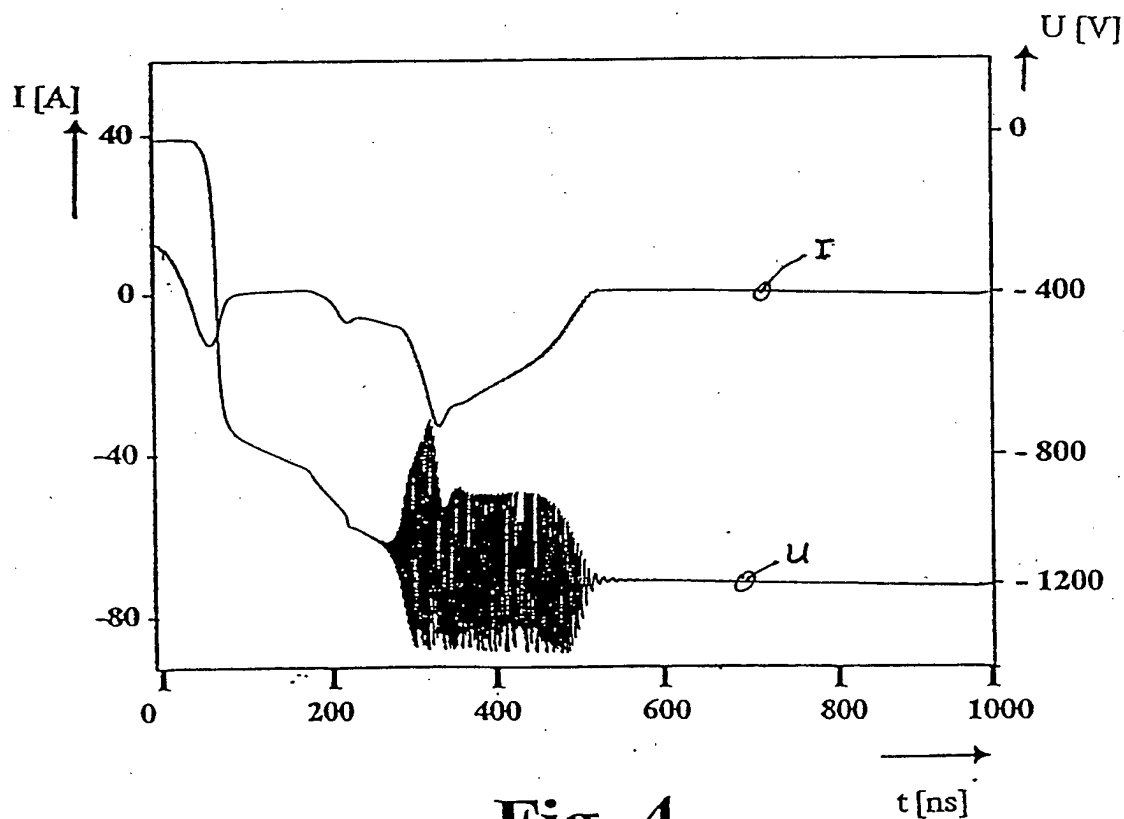


Fig. 4

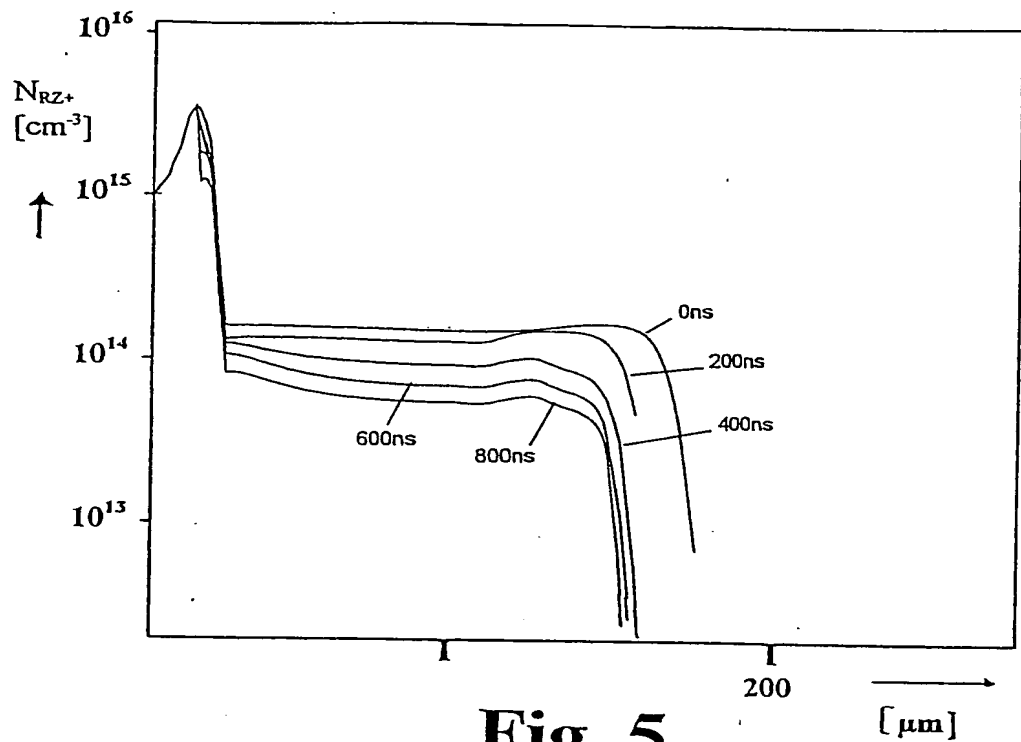


Fig. 5

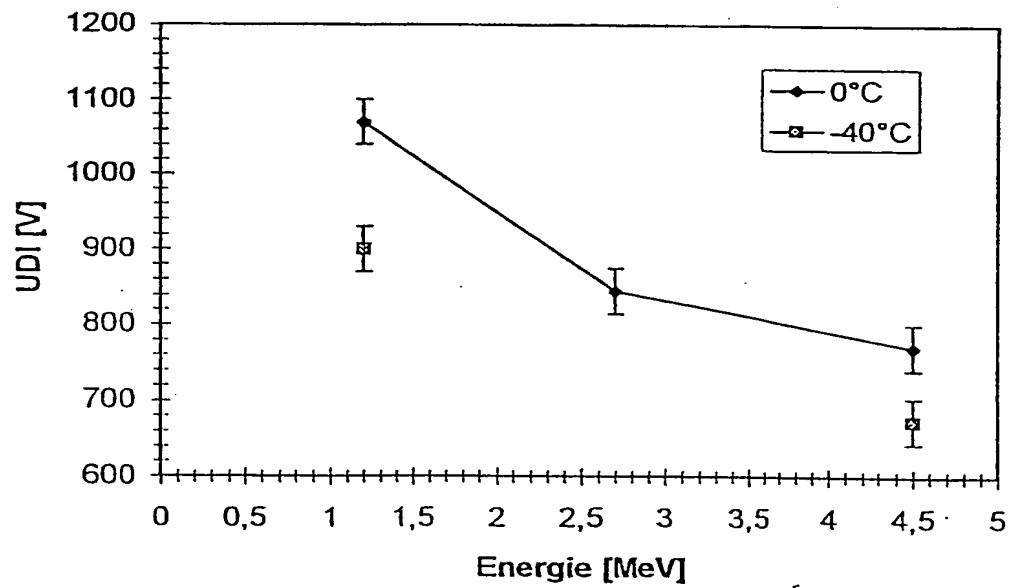


Fig. 6

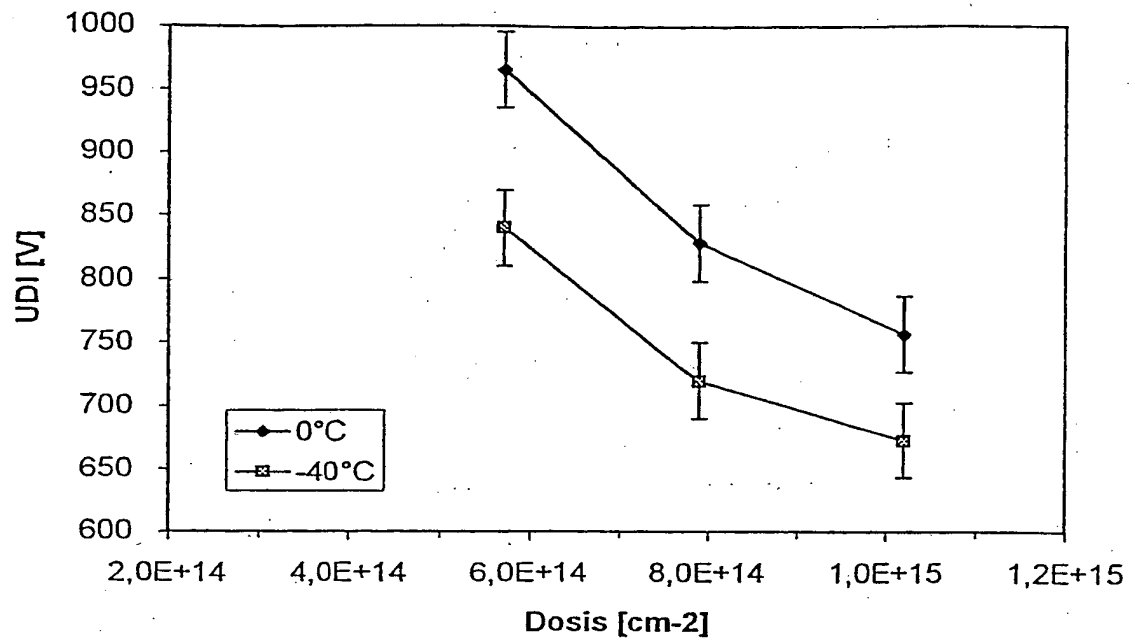


Fig. 7

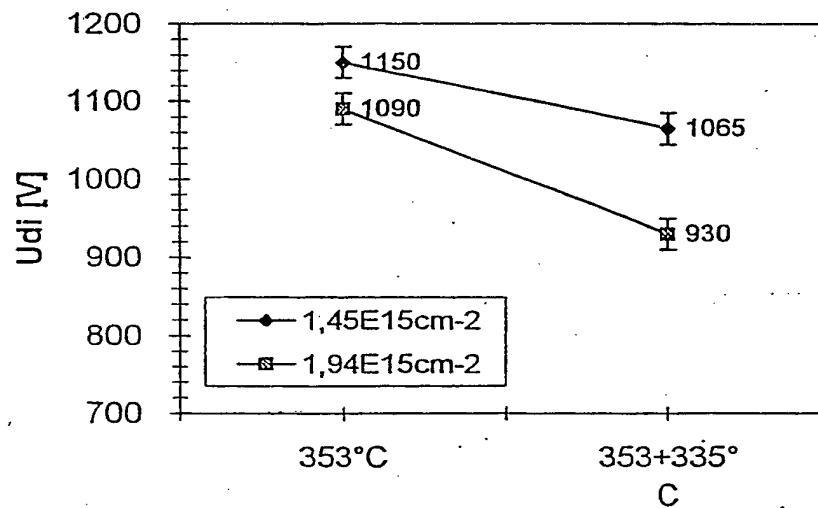
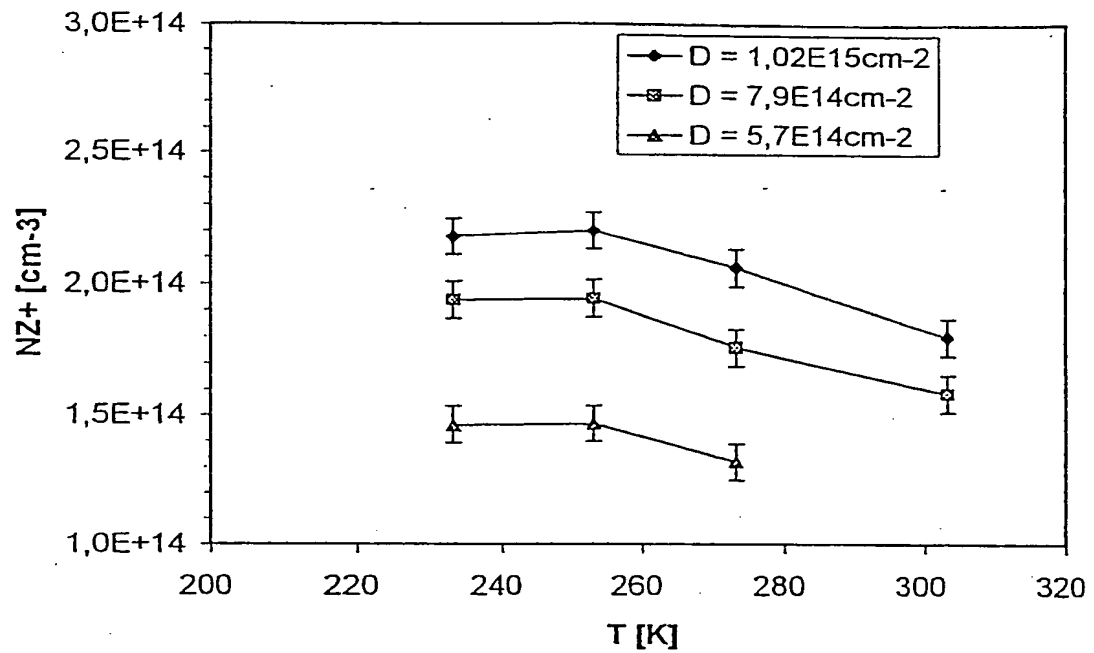
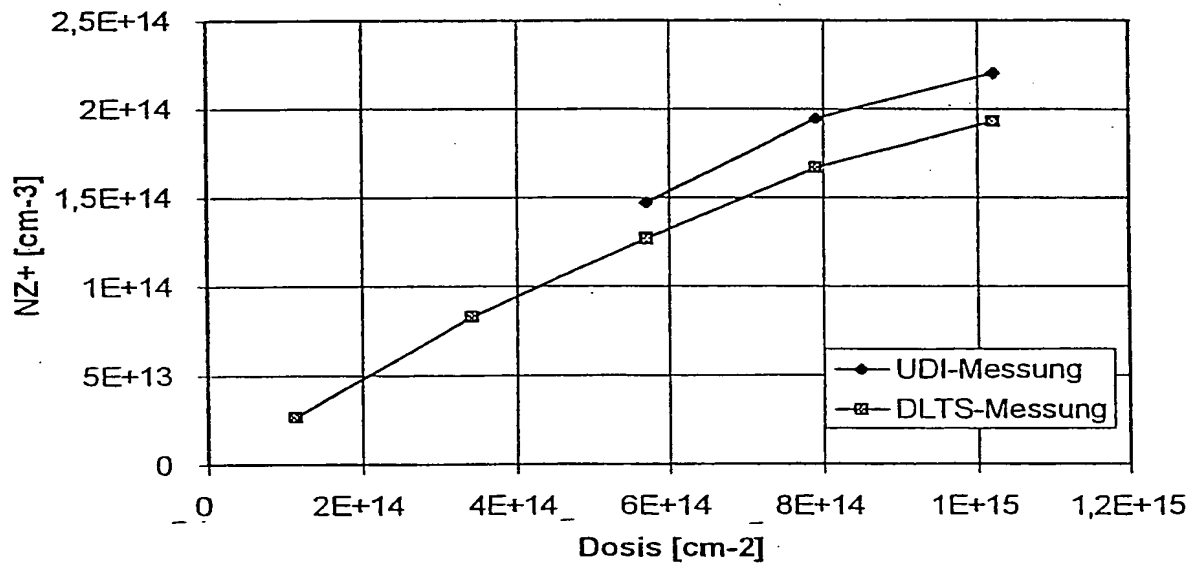
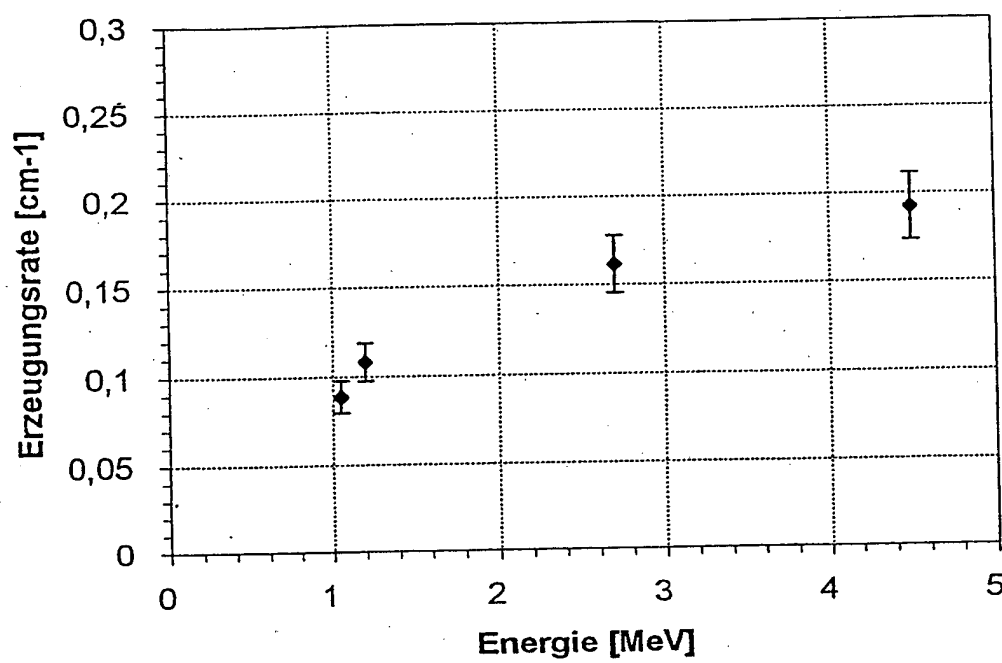


Fig. 8

**Fig. 9****Fig. 10**

**Fig. 11**